# محاسبة پارامترهای تجمعی<sup>۱</sup> مدل تخلیة الکتریکی گازها با استفاده از تابع توزیع انرژی الکترون<sup>۲</sup> (EEDF)

مونا قاسمی'\*، حسین محسنی'، کاوه نیایش"، امیرعباس شایگانی اکمل<sup>\*</sup>

۱. دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکدههای فنی، دانشگاه تهران

۲. استاد، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکدههای فنی، دانشگاه تهران

۳. دانشیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکدههای فنی، دانشگاه تهران

٤. استادیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکدههای فنی، دانشگاه تهران

m.ghassemi@ece.ut.ac.ir

تاریخ دریافت: ۱۳۸۹ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۱

چکیدہ

مدلهای سیال به عنوان یکی از تکنیکهای دقیق مدلسازی تخلیهٔ الکتریکی گازها نیازمند پارامترهای تجمعی است. در این مقاله، معادلات پیوستگی برای انتقال الکترون و انتقال انرژی برای محاسبهٔ پارامترهای مـذکور با استفاده از توابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) که با تقریب دوجملهای از حل معادلههای بولتزمن بهدست آمده، توسعه داده شده است. نتایج محاسبهها و شبیهسازیها شامل ضرایب انتشار چگالی تعداد الکترونها، چگالی انرژی الکترونها، تحرک الکترونها، تحرک انرژی الکترونها، ضرایب تاونزند، ضرایب نرخ، مقدار تـوان صرفشده (شامل تـوان اتلافی در برخوردهای الاستیک و غیرالاستیک و توان مورد نیاز برای رشد چگالی تعداد الکترونها) برای گازهای مختلف شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF<sub>6</sub> و هوا ارائه شده است. ضمن آنکه نتایج محاسبههای دقیق با نتایج بـه-دست آمده از برخی تقریبها نظیر فرض EEDF به صورت ماکسولی مقایسه و درستی این تقریبها ارزیابی شده است.

**کلیدواژگان:** پارامترهای تجمعی، تخلیهٔ الکتریکی در گازها، معادلات پیوسـتگی بـرای انتقـال الکتـرون و انتقـال انرژی.

1 .Swarm Parameters.

<sup>2.</sup> Electron Energy Distribution Function.

#### ۱. مقدمه

شبیهسازی و مدلسازی پدیده او اتفاقات قبل از شکست الکتریکی در گازها یکی از مباحث چالش برانگیز در تجهیزات فشار قوی الکتریکی برای شناخت پارامترهای تعیین کننده در توسعهٔ تخلیهٔ الکتریکی و یافتن راه کارهای مؤثر برای کاهش آثار آنها در طی سالیان متمادی بوده است[۲]. در این رابطه لازم است که کلاس خاصی از پلاسماهای موسوم به پلاسمای درجهٔ حرارت پایین مدل سازی شود[۲].

مدل سیال [۳–۵] روشی دقیق و پذیرفتهشده برای مدلسازی این نوع پلاسماهاست. در معادلات ریاضی این مدل، ضرایبی موسوم به پارامترهای تجمعی وجود دارد که عبارتاند از: سرعت رانش، انرژی متوسط، انرژی مشخصه، ضرایب یونیزاسیون، الحاق، انفصال و ترکیب مجدد [۸–۱٫٦].

برای بهدست آوردن این پارامترها سه روش، مطرح شده است که عبارتاند از: الف) اندازهگیری، ب) روش توزیع بولتزمن-ماکسول و ج) روش مونت کارلو [٦].

در این رابطه، استفاده از روش توزیع بولتزمن – ماکسول، که این مقاله بر اساس آن است، مستلزم حل معادلهٔ شش بعدی بولتزمن – ماکسول، که البته بیشتر به معادلهٔ بولتزمن موسوم است، در فضای موقعیت مکانی – سرعت الکترون هاست. حل مستقیم و کامل معادلهٔ بولتزمن تاکنون محقق نشده است و در عوض تقریب های ساده کننده (بسط چند جمله ای های لژاندر و تقریب دو جملهٔ اول آن [۹]) برای حل آن مطرح شده است.

در این مقاله با داشتن تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF)، که روش محاسبهٔ آن در مقالهٔ دیگر نویسندگان ارائه و همزمان با این مقاله ارسال شده است، دو معادلهٔ ریاضی برای پیوستگی انتقال الکترون و پیوستگی انتقال

انرژی استخراج شده است که با حل آنها و داشتن EEDF، روابط ریاضی برای محاسبهٔ پارامترهای تجمعی نظیر تحرک، ضریب انتشار الکترون و ضریب انتشار انرژی استخراج شده است. در این رابطه، نتایج شبیهسازیها در انواع گازها نظیر آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF<sub>6</sub> و هوا مطرح و نقد و بررسی شده است. ضمن آنکه نتایج محاسبات دقیق مذکور (معادلات [۱۲]، ضمن آنکه نتایج محاسبات دقیق مذکور (معادلات [۱۲]، [۱۳]، [۱۷] و [۱۸]) با نتایج بهدست آمده از برخی تقریبهای معمول (نظیر فرض توزیع ماکسولی برای (EEDF) تقریبها ارزیابی شده است.

#### ۲. معادلة بولتزمن

حل معادلهٔ بولتزمن به فـرم (۱)، تـابع توزيـع تجمعـی از الکترونها f را در یک فرآیند تخلیه در گاز نتیجه خواهـد داد.

$$\frac{df}{\partial t} + v \cdot \nabla f - \frac{e}{m} E \cdot \nabla_v f = C[f] \tag{1}$$

که در آن v بردار سرعت الکترون، E میدان الکتریکی، e بار الکتریکی پایه برابر با  $C^{1-1} \times 1.5 \times 1.5$ ، m جرم الکترون برابر با kg  $1.5 \times 1.5 \times 0.5 \times 0$  اپراتور گرادیان سرعت e نرخ تغییر f به خاطر برخوردهاست. در [10] مروری بر پیشرفتهای اخیر در مطالعهٔ معادلهٔ بولتزمن در ارتباط با معادلات سیال برای مدلسازی انتقال ذرهٔ باردار در پلاسماها مطرح شده است.

برای حل معادلهٔ بولتزمن، فرضیههای سادهکنندهای مطرح شده است نظیر آنکه میدان الکتریکی و احتمالات برخورد به لحاظ مکانی لااقل در رنج طول میانگین مسیر آزاد برخورد یکنواخت است که در این صورت *f* در فضای سرعت در اطراف جهت میدان الکتریکی متقارن خواهد شد و *f* تنها در طول جهت میدان تغییر خواهد

کرد. در این صورت در مختصات کروی و در فضای سرعت خواهیم داشت [۹]:  $\frac{\partial f}{\partial t} + v\cos\theta \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{e}{m} E \left( \cos\theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \cos\theta} \right)_{(\Upsilon)}$ = C[f]

که در آن v دامنهٔ سرعت و heta زاویهٔ بین سرعت و جهت میدان و z راستای موقعیت مکانی است. در (۲)، f تابعی از چهار متغیر v،  $heta \cos c$  و t است.

#### ۲-۱. تقریب دوجملهای

یک روش متداول برای حل معادلهٔ (۲) بسط f در عباراتی از چندجملهای های لژاندر (موسوم به بسط هارمونیکی کروی) است. معمولاً یک تقریب دوجملهای از این چندجملهای ها به صورت (۳) دقت لازم را خواهد داشت [۱۳–۱۱].

 $f(v,\cos\theta,z,t) = f_0(v,z,t) + f_1(v,z,t)\cos\theta$  (۳) با جاگذاری معادلهٔ (۳) در (۲) و سادهسازی و سپس ضرب آن به ترتیب در دو جملهٔ اول لژاندر و انتگرال-گیری روی  $\theta\cos$ از 0 تا  $\pi$  خواهیم داشت:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \varepsilon E f_1 \right) = C_0 \qquad (\xi)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \varkappa^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial z} - E \varkappa^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = \left( -\frac{3}{2} \right)_0^{\pi} C[f] \cos \theta d(\cos \theta) = -N \sigma_m \varkappa^{1/2} f_1$$
(6)

که در آن  $(v/\gamma)^2 = (2e/m)^{1/2}$  یک ثابت،  $\varepsilon = (v/\gamma)^2 = \varepsilon$  انرژی الکترون برحسب الکترون ولت،  $\sigma_m$  سطح مقطع کل انتقالی اندازهٔ حرکت و N چگالی مولکولهای گاز است. معادلههای (٤) و (٥)، معادلات اساسی است که در ادامه، استفاده خواهد شد.

# ۳. محاسبهٔ پارامترهای تجمعی با استفاده از EEDF

برای مدلسازی دقیق تخلیهٔ گاز، از مدلهای سیال استفاده می شود؛ اما به هر حال این مدلها، ضرایب و پارامترهایی (پارامترهایی تجمعی) دارند که یکی از راههای محاسبهٔ آنها از طریق حل معادلهٔ بولتزمن و تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) است. در مقالهٔ دیگری از نویسندگان نحوهٔ محاسبهٔ EEDF) است. در این قسمت روی نحوهٔ محاسبهٔ شبیهسازی شده است. در این قسمت روی نحوهٔ محاسبهٔ پارامترهای تجمعی با استفاده از EDF متمرکز شده و روابط ریاضی مربوطه ارائه خواهد شد. نتایج خروجی معادلات رانش انتشار الکترون و انرژی، استخراج روابطی برای محاسبهٔ پارامترهای تجمعی است. پارامترهای تجمعی در معادلات پیوستگی برای چگالی پارامترهای تجمعی در معادلات پیوستگی برای چگالی در گاز مورد استفاده قرار می گیرند.

## **1-۳. معادلة رانش-انتشار<sup>۳</sup> الكترون**

با توجه به وابستگی  $f_0 e f_1 + e$  به ۷ و تعریف ع، دو تابع مذکور وابسته به انـرژی خواهنـد بـود. در ادامـه بـا استفاده از تکنیک جداسازی [۱۰–۱۲] دو تـابع مـذکور بـه صورت حاصلضرب دو تابع وابسته به انرژی و وابسته به مکان و زمان نوشته می شود:

$$f_{0,1}(\varepsilon, z, t) = \frac{1}{2\pi\gamma^3} F_{0,1}(\varepsilon) n(z, t)$$
(7)

که در آن *n* چگالی تعداد الکترونها و F<sub>0,1</sub> توزیع انرژی بوده که نسبت به زمان و مکان ثابت است و با توجه به رابطهٔ (۷) نرمالیزه می شود.

$$\int_{0}^{\infty} \varepsilon^{1/2} F_0 d\varepsilon = 1 \tag{V}$$

<sup>3.</sup> Drift-Diffusion Equation.

$$n_{\mathcal{E}} = n \int_{0}^{\infty} \varepsilon^{3/2} F_{0} d\varepsilon \equiv n\overline{\varepsilon}$$
 (10)

$$\Gamma_{\varepsilon} = n \frac{\gamma}{3} \int_{0}^{\infty} \varepsilon^{2} F_{\mathrm{I}} d\varepsilon \tag{17}$$

که در آن <del>ت</del>م انرژی متوسط الکترون بر حسب الکترون ولت است. ج*S*انتقال انرژی کل به خاطر برخوردهاست. با ترکیب روابط (۱۵) و (۱٦) با (۵) معادله به شکل رانش-انتشار را برای انرژی خواهیم داشت:

$$\Gamma_{\varepsilon} = -\mu_{\varepsilon} E n_{\varepsilon} - \frac{\partial (D_{\varepsilon} n_{\varepsilon})}{\partial z} \tag{1V}$$

$$\mu_{\varepsilon} N = -\frac{\gamma}{3\overline{\varepsilon}} \int_{0}^{\infty} \frac{\varepsilon^{2}}{\widetilde{\sigma}_{m}} \frac{\partial F_{0}}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$
 (1A)

$$D_{\mathcal{E}}N = \frac{\gamma}{3\bar{\mathcal{E}}} \int_{0}^{\infty} \frac{\varepsilon^{2}}{\tilde{\sigma}_{m}} F_{0} d\varepsilon$$
(14)

$$D = \frac{2}{3}\mu\bar{\varepsilon} \tag{(1.1)}$$

که به رابطهٔ انیشتن موسوم است. همچنین در صورتی که تابع توزیع انرژی به شکل ماکسولی باشد، با تقریب (و نه دقیق نظیر رابطهٔ [۲۰]) خواهیم داشت [۹]:

$$\mu_{\varepsilon} = \frac{5}{3}\mu \quad , \quad D_{\varepsilon} = \frac{5}{3}D \tag{(11)}$$

### ۴. نتایج شبیهسازیها

در این قسمت، نتایج شبیهسازیها و محاسبات پارامترهای تجمعی (ضرایب انتقال و نـرخ) بـرای گازهـای مختلـف شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF6 و هوا با اسـتفاده از نرمافزار +BOLSIG [8] ارائه و نقد شده است. اطلاعـات

با ضرب معادلهٔ (٤) در <sup>2/12</sup> و انتگرالگیری روی تمام  
انرژیها و استفاده از روابط (٦) و (٧) خواهیم داشت:  
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = S$$
(۸)  
(۸)  
که در آن <sup>S</sup> عبارت مربوط به منبع خالص الکترون  
است که برابر خواهد شد با:  
$$S = 2\pi \gamma^{3} \int_{0}^{\infty} \varepsilon^{1/2} C_{0} d\varepsilon + \frac{\gamma}{3} n E \int_{0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon F_{1}) d\varepsilon$$
(٩)

$$\Gamma = n\omega = n\frac{\gamma}{3} \int_{0}^{\varepsilon} \varepsilon F_{1} d\varepsilon$$
(1.)

∞

$$\Gamma = -\mu En - \frac{\partial(Dn)}{\partial z} \tag{11}$$

$$\mu N = -\frac{\gamma}{3} \int_{0}^{\infty} \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_{m}} \frac{\partial F_{0}}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$
(17)

$$DN = \frac{\gamma}{3} \int_{0}^{\infty} \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_{m}} F_{0} d\varepsilon$$
(17)

$$\frac{\partial n_{\mathcal{E}}}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{\mathcal{E}}}{\partial z} + ET = S_{\mathcal{E}}$$
(15)

4. Mobility.

<sup>5.</sup> Drift-Diffusion Equation.

مجلهٔ علمی – پژوهشی مهندسی برق مدرس

مربوط به سطح مقطع نسبت به انرژی الکترون در گازهای مختلف از مرجع [۱٦] گرفته شده است.

### Ar آر گون ۱-۴

گاز آرگون سومین عنصر در آخرین ستون جدول تناوبی (ستون ۱۸)، جزء گازهای نجیب، که به لحاظ شیمیایی پایدارند، بوده که عدد اتمی آن ۱۸ و جرم میانگین آن (ستوب ۳۹/۹٤۸ است. شکلهای (۱) و (۲) منحنی  $N\mu$ را به ترتیب بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهشیافته (F/N) در رنج ۱ تا ۲۰۰ تو انرژی متوسط ( $\overline{s}$ ) را با توجه به رابطهٔ (۱۲) نشان میدهند (۱ تاونزند (Td) برابر  $Vm^2$  در مقالهٔ دیگری توسط نویسندگان مطرح شده است. با توجه به شکلهای (۱) و (۲)، با افزایش شدت میدان الکتریکی کاهش یافته و یا انرژی متوسط،  $N\mu$  کاسته میشود؛ اما این کاهش به سرعت به حالت تقریباً ثابت میل میکند.



شکلهای (۳)، (٦) و (۷) به ترتیب منحنیهای *DN* (از رابطهٔ [۱۳])، *M<sub>e</sub>N* (از رابطهٔ ,[۱۸]) و *D<sub>E</sub>N* (از رابطهٔ [۱۹]) را بر حسب انرژی متوسط نشان میدهند.

در شکل (۳) علاوه بر محاسبهٔ دقیق DN از رابطهٔ (۱۳) از رابطهٔ انیشتن (۲۰) نیز برای محاسبهٔ *D*استفاده شده است؛ اما همان طور که قبلاً نیز توضیح داده شد، این رابطه، زمانی دقیق خواهد بود که توزیع انرژی به صورت ماکسولی در نظر گرفته شود؛ اما به هر حال در حالت کلی، تابع توزیع انرژی به صورت ماکسولی نخواهد بود و استفاده از رابطهٔ (۲۰) با فاکتور تقریباً ۲ خطا خواهد داشت. برای صحت سنجی شبیه سازی ها، نتایج نظیر شکل (۳) از مرجع [۹] در شکل (٤) آورده شده است. با مقایسهٔ شکل های (۳) و (٤) مشاهده می شود که نتایج به-دست آمده مشابه است؛ لذا شبیه سازی های صورت گرفته از دقت لازم بر خوردارند.





شکل (۵) نتایج محاسبات را برای شرایط نظیر شکل (۳) ولی با فرض تابع توزیع ماکسولی نشان میدهد که با توجه به توضیح دادهشده در شکل فوق در این حالت نتایج محاسبات از دو روش یکسان است.





در شکلهای (٦) و (٧) علاوه بر ارائهٔ نتایج محاسبات دقیق، مقدار تقریبی با توجه به رابطهٔ (٢١) نیز ارائه شده است. در اینجا نیز اگر تابع توزیع انرژی بهصورت ماکسولی در نظر گرفتهشود، اختلاف دو روش تقریبی از حل دقیق کاهش خواهد یافت؛ اما به هرحال در عمل توابع توزیع انرژی غیرماکسولی است و لذا استفاده از

روابط تقريبي (۲۱) خطا را به دنبال خواهد داشت.



Ar شکل (۶). منحنی  $\mu_{\varepsilon}N$  برحسب انرژی متوسط در گاز



 $\operatorname{Ar}$  شکل (۷). منحنی  $D_{\mathcal{E}}N$  برحسب انرژی متوسط در گاز

با توجه به شکل های (٦) و (۷) با افزایش انرژی متوسط،  $\mu_{\varepsilon}N_{e}$  مقادیر  $D_{\varepsilon}N_{e}^{N}_{e}$  کاهش مییابد؛ اما به سرعت به مقادیر ثابت میل میکند؛ به نحوی که برای انرژی های متوسط با مقادیر متوسط و بزرگ، مقادیر  $\mu_{\varepsilon}^{N}_{e}$  و  $D_{\varepsilon}^{N}_{e}$  تقریباً ثابت است.

## N<sub>2</sub> الا نيتروژن N<sub>2</sub>

تمام منحنیهای ارائهشده برای Ar را می توان برای نیتروژن نیز بهدست آورد؛ لذا برای جلوگیری از تکراری-بودن، منحنیهای دیگری برای این گاز و گازهای بعدی

محاسبه و پیشنهاد شده است. شکل (۸) منحنی انرژی متوسط را بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهشیافته برای این گاز نشان میدهد.



برای اعتبارسنجی شبیهسازیهای صورتگرفته در مورد گاز نیتروژن، مجدداً نتایج نظیر شکل (۸) از مرجع [۹] در شکل (۹) آورده شده است که مقایسهٔ آنها بیانگر دقت و صحت شبیهسازیهای صورتگرفته است. شکل (۱۰) توان مصرفی به چگالی مولکولها بر حسب

انرژی متوسط را برای گاز نیتروژن نشان میدهد. این توان، شامل اتلاف توان به خاطر برخوردهای الاستیک، برخوردهای غیرالاستیک و توان صرفشده برای رشد چگالی تعداد الکترونهاست که هر کدام به تفکیک در شکل نشان داده شده است. با توجه به شکل (۱۰) مشاهده می شود که عمدهٔ اتلاف توان به خاطر برخوردهای غیرالاستیک است (که با افزایش انرژی متوسط به فرم نمایی افزایش مییابد) و در مقابل سهم برخوردهای الاستیک در اتلاف توان قابل صرفنظر کردن است. با افزایش انرژی متوسط اگرچه سهم اتلاف توان برای رشد چگالی تعداد الکترونها افزایش مییابد، مقدار

آن در مقایسه با اتلاف توان ناشی از برخوردهای غیرالاستیک حدود ۱۰ برابر کمتر است.





**0<sub>2</sub> گاز اکسیژن** 

شکل (۱۱) منحنی ضرایب نیرخ را بیرای اکسیژن بیر حسب انرژی متوسط نشان میدهد. اکسیژن، یک حالت الاستیک، یک حالت یونیزاسیون، ۲ حالت اتصال و ۱۳ حالت تحریک دارد. منحنیها برای ۱۷ حالت [۱۱] مذکور ارائه شده است. 1.8E-18

1.6E-18

ଲ୍ଲି 1.4E-18



تحريكها) و C15 (يونيزاسيون)، C16-C17 (انواع الحاق)

با توجه به شکل (۱۱) مشاهده می شود که مقدار ضرایب نرخ برای برخورد الاستیک (C1) بهطور قابل ملاحظهای بیشتر از مقدار آن برای سایر انواع برخوردها در انرژیهای متوسط مختلف است و با افزایش انرژی متوسط مقدار أن تقريباً بهطور خطى افزايش مييابد.

# ۴-۴. گاز SF<sub>6</sub>

C1 C2 C3 C4 C5 C6 C7 C8 C10 C11 C12 C13 C14 C15 C16 C17 C18 C17

...........

شکل (۱۲) منحنی های ضرایب تاونزند را بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهشیافته در ۹ حالت برخورد (شامل یک حالت ممنتوم، ۳ حالت اتصال و ٤ حالت تحریک) گاز SF<sub>6</sub> [۱۷] را نشان می دهد.

با توجه به شکل (۱۲) مشاهده می شود که ضرایب تاونزند برای برخورد الاستیک (C1) بهطور قابل ملاحظهای بزرگتر از مقادیر آن برای سایر انواع برخوردهاست.



۴-۵. هوا

شكل (١٣) منحنى DN برحسب شدت ميدان الكتريكي کاهش یافته در هوا شامل ۷۸٪ نیتروژن، ۲۱٪ اکسیژن و ۱٪ دىاكسيدكربن (CO<sub>2</sub>) نشان مىدهد. با افزايش شدت ميدان الكتريكي كاهشيافته، مقدار DN تقريباً بهصورت خطی افزایش می یابد. در کنار محاسبهٔ دقیق <sup>DN</sup> مقدار آن با استفاده از رابطهٔ انیشتن، که با فرض توزیع ماکسولی EEDF بهدست آمده، نیز در شکل (۱۳) آورده شده است که با مقایسهٔ آنها می توان گفت که این رابطهٔ تقریبی دقت مطلوبي ندارد.



Marcel Dekker Inc., 2003.

- [3] J. P. Boeuf, L. Pitchford, "Twodimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor", *Phys. Rev. E*, vol. 51, pp 1376-1390,1995.
- [4] F. F. Young, C. H. Wu, "Twodimensional, self-consistent, threemoment simulation of RF glow disvharge", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 21, no. 3, pp 312-321,1993.
- [5] E. Gogolides, H. Sawin, "Continum modeling of radio-frequency glow discharges. I. Theory and results for electropositive and electronegative gases", J. Appl. Phys., vol. 72, no. 9, pp 3971-3987, 1992.
- [6] G. G. Raju, Gasesous Electronics: Theory and Practice, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2006.
- [7] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Second Edition, Wiley, 2003.
- [8] Z. Lj. Petrovic, S. Dujko, D. Maric, G. Malovic, Z. Nikitovic, O. Sasic, J. Jovanovic, V. Stojanovic and M. Radmilovic-Radenovic, "Measurement and interpretation of swarm parameters and their application in plasma modeling", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 42. 2009.
- [9] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, "Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficient for fluid models", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, pp722–33, 2005.
- [10] R. D. White, R. E. Robson, S. Dujko, P. Nicoletopoulos, B. Li, "Recent advances in the application of Boltzmann equation and fluid equation methods to charged particle transport in non-equilibrium plasmas", *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. 42, 2009.
- [11] W. L. Morgan, B. M. Penetrante,

۴. نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از روش حل معادلهٔ بولتزمن و محاسبهٔ توابع توزیع انرژی الکترون (EEDF)، معادلات ریاضی برای محاسبهٔ پارامترهای تجمعی الکترون و انرژی (از طریق تشکیل معادلات رانش – انتشار الکترون و انرژی) که مدل سیال تخلیه مورد استفاده قرار می گیرند، مطرح شده است. نتایج محاسبها (شامل ضرایب انتشار الکترون و انرژی، تحرک الکترون و انرژی، ضرایب تاونزند، ضرایب نرخ، توان صرفشده (شامل مؤلفه های مختلف توان تلفشده در برخوردهای الاستیک، برخوردهای غیرالاستیک و توان لازم برای رشد چگالی تعداد الکترونها و غیره) برای گازهای مختلف، شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF6 و هوا مطرح شده است.

- استفاده از روابط تقریبی (روابط [۲۰] و [۲۱]) که بر اساس فرض توزیع ماکسولی برای EEDF بهدست آمده است، دقت مطلوبی ندارد.
- عمدهٔ اتلاف انرژی در تخلیهٔ الکتریکی، مربوط به برخوردهای غیرالاستیک است و سهم انرژی مورد نیاز برای رشد چگالی الکترونها و اتلاف انرژی به خاطر برخوردهای الاستیک در مقابل آن ناچیز است.
- با افزایش انرژی متوسط، اتلاف انرژی کل بهصورت نمایی افزایش مییابد.
- مقدار ضرایب نرخ و تاونزند در برخورد الاستیک بسیار بزرگتر از مقادیر آنها برای سایر انواع برخوردهاست.

#### ۵. منابع

- J. Dijk, G. M. Kroesen, A. Bogaerts, "Plasma modelling and numerical simulation", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, pp 1–14, 2009.
- [2] G. G. Raju, Dielectric in Electric Fields,

1985.

- [15] H. Brunet, P. Vincent, "Predicted electron-transport coefficients at high E/N values. I. Hydrogen", *J. Appl. Phys.*, vol. 50, no.7, pp 4700-07, 1979.
- [16] A. V. Phelps,
- ftp://jila.colorado.edu/collision\_data/.
- [17] A. V. Phelps, R. J. Van Brunt, "Electrontransport, ionization, attachment, and dissociation coefficient in SF<sub>6</sub> and its mixtures ", J. Appl. Phys., vol. 64, pp 4269-4277, 1988.

"ELENDIF: A time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas", *Comput. Phys. Commun.*, vol. 58, no. 1-2, pp 127-52, Feb.-March1990.

- [12] BOLSIG+ 2005 CPAT: http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/ bolsig/bolsig.php
- [13] T. Holstein, "Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges ", *Phys. Rev.*, vol. 70, no. 5-6, pp 367-84, Sept. 1946.
- [14] A. V. Phelps, L. C. Pitchford, "Anisotropic scattering of electron by N<sub>2</sub> and its effect on electron transport", *Phys. Rev.* A, vol. 31, no. 5, pp 2932-49, May